

УДК 621.371/372

СВЕРХМЕДЛЕННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ
В СЛОИСТО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

А. А. Булгаков

Исследуется распространение поверхностных электромагнитных волн вдоль границы слоисто-периодической структуры и свободного пространства. Особенностью этих волн является малая фазовая скорость, порядка 10^6 см/с. Их существование обусловлено наличием двух факторов: трансляционной симметрией периодической структуры и дисперсией диэлектрической проницаемости у одного из слоев.

Известно [1], что между движением электронов в периодическом потенциале решетки твердого тела и распространением электромагнитных волн в слоистых и слоисто-периодических средах имеется определенная аналогия. Так, например, поверхностные плазменные волны [2], волны в диэлектрических структурах [3], поверхностные акустические волны [4, 5], распространяющиеся вдоль границы слоисто-периодической среды и однородного полупространства, являются аналогом поверхностных таммовских уровней в полупроводниках.

В данной работе изучаются свойства одной из ветвей поверхностных электромагнитных волн, не имеющей квантового аналога. Возникновение этих волн связано с взаимодействием (туннелированием) электромагнитных полей поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль различных границ слоев, образующих периодическую структуру. Исследование свойств объемных волн подобного типа [6] показало, что они обладают малой фазовой скоростью, порядка 10^7 см/с. Можно предположить, что поверхностные волны будут иметь еще меньшую скорость. Это означает, что волны такого типа можно возбуждать и усиливать с помощью дрейфующих носителей в полупроводнике. Как показывают оценки, область частот, где возможно наблюдение указанных эффектов, относится к миллиметровому и субмиллиметровому диапазонам.

Рассмотрим безграничную слоисто-периодическую среду, образованную слоями двух диэлектриков: ϵ_1 с толщиной d_1 и ϵ_2 с толщиной d_2 ; $d = d_1 + d_2$ - период структуры. Направим ось Oz

перпендикулярно, а ось Ox - вдоль границ раздела. Дисперсионное уравнение для описываемой структуры может быть получено с помощью уравнений Максвелла для каждого из слоев, граничных условий и теоремы Флоке, учитывающей периодичность среды. Такое уравнение хорошо известно в оптике [7] и в квантовой механике - задача Кронига - Пенни о движении электрона в периодическом потенциале. Воспользуемся этим и запишем уравнение для электромагнитных волн с компонентами поля E_x , E_z , H_y :

$$\cos \bar{k}d = \frac{m_{11} + m_{22}}{2} = \cos k_{z1} d_1 \cos k_{z2} d_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_1 k_{z2}}{\epsilon_2 k_{z1}} + \frac{\epsilon_2 k_{z1}}{\epsilon_1 k_{z2}} \right) \times \\ \times \sin k_{z1} d_1 \sin k_{z2} d_2, \quad (1)$$

m - передаточная матрица [5], связывающая поля в начале и в конце периода структуры:

$$\begin{pmatrix} H_y(0) \\ E_x(0) \end{pmatrix} = m \begin{pmatrix} H_y(d) \\ E_x(d) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$k_{z1,2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2} - k_x^2} - \text{поперечные волновые числа в слоях 1 и 2,}$$

\bar{k} - блоховское волновое число, описывающее периодичность поля в направлении Oz . Так как $\cos \bar{k}d$ - периодическая функция, то поля в структуре следует искать в виде суммы пространственных гармоник, например,

$$E_x = \sum E_{xn} \exp \left[i \left(\bar{k} + \frac{2\pi n}{d} \right) z \right]. \quad (3)$$

Целью нашей работы является исследование медленных волн, поэтому предположим, что

$$v_\phi = \frac{\omega}{k_x} \ll c / \sqrt{\max(\epsilon_1, \epsilon_2)}. \quad (4)$$

Тогда для поперечных чисел $k_{z1,2}$ имеем $k_{z1,2} = ik_x$, уравнение (1) преобразуется к виду

$$\cos \bar{k}d = \frac{m_{11} + m_{22}}{2} = \operatorname{ch} k_x d_1 \operatorname{ch} k_x d_2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right) \operatorname{sh} k_x d_1 \operatorname{sh} k_x d_2. \quad (5)$$

Видно, что правая часть этого уравнения - число, большее единицы, а

поэтому \bar{k} - мнимая величина. Как следует из (3), в этом случае возбуждение, подчиняющееся условию (4), распространяться в безграничной среде не может. Иначе обстоит дело, если одна из сред обладает дисперсией, т.е. ее диэлектрическая проницаемость зависит от частоты и может принимать отрицательные значения. Для определенности пусть $\epsilon_1 = \epsilon_1(\omega)$. Тогда в некоторой области частот в периодической структуре возможно распространение электромагнитных волн с малой фазовой скоростью [6].

Если периодическая структура ограничена с одной стороны однородным полупространством с диэлектрической проницаемостью ϵ_b , то для получения дисперсионного уравнения следует воспользоваться граничными условиями на плоскости раздела (плоскость $z = 0$, ось Oz направлена в глубь слоисто-периодического полупространства):

$$E_x^b(0) = E_x(0), \quad H_y^b(0) = H_y(0),$$

где E_x^b и H_y^b - компоненты поля в однородной среде. Учитывая, что E_x^b и H_y^b связаны уравнениями Максвелла, а $E_x(0)$ можно выразить через $H_y(0)$ с помощью соотношения (2) и теоремы Флоке, обычным путем найдем

$$\begin{aligned} \operatorname{ch}k_x d_1 \operatorname{ch}k_x d_2 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \operatorname{sh}k_x d_1 \operatorname{sh}k_x d_2 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_b} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \operatorname{sh}k_x d_1 \operatorname{ch}k_x d_2 + \right. \\ \left. + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \operatorname{ch}k_x d_1 \operatorname{sh}k_x d_2 \right) - e^{\bar{\alpha}d} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$e^{\bar{\alpha}d} = \frac{m_{11} + m_{22}}{2} + \sqrt{\left(\frac{m_{11} + m_{22}}{2} \right)^2 - 1}.$$

Величина $(m_{11} + m_{22})/2$ определяется из соотношения (5), $\bar{k} = i\bar{\alpha}$. При получении этого соотношения знаки перед радикалами выбирались таким образом, чтобы электромагнитные поля убывали от границы раздела в однородную среду ($z < 0$) по закону $e^{k_x z}$, а в слоисто-периодическое полупространство ($z > 0$) - пропорционально $e^{-\bar{\alpha}z}$.

Для получения аналитических результатов рассмотрим два предельных случая:

1) $k_x d \gg 1$. Вместо (6) имеем уравнение

$$(\epsilon_1 + \epsilon_2)^2 (\epsilon_1 + \epsilon_b) \approx 4 \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_b^2}{\epsilon_b + \epsilon_2} e^{-k_x d}, \quad (7)$$

корни которого следующие:

$$\epsilon_1^{I,II} \approx -1 \mp \frac{2\epsilon_b}{(\epsilon_2^2 - \epsilon_b^2)^{1/2}} \exp(-k_x d/2),$$

$$\epsilon_1^{III} \approx -\epsilon_b. \quad (8)$$

Можно показать, что волна ϵ_1^I существует при $d_1 < d_2$, ϵ_1^{II} - при $d_1 > d_2$. Третий корень описывает объемную волну. Ее энергия уходит от поверхности в глубь структуры. Из (8) следует, что поляритоны $\epsilon_1^{I,II}$ в пределе $k_x d \gg 1$ переходят в поверхностные волны на границах слоев периодической среды $\epsilon_1 + \epsilon_2 = 0$.

2) $k_x d \ll 1$. Теперь удобно ввести тензор диэлектрической проницаемости с компонентами

$$\epsilon_{xx} = d^{-1}(\epsilon_1 d_1 + \epsilon_2 d_2), \quad \epsilon_{zz} = d \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Дисперсионное уравнение принимает вид

$$\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_b} = - \sqrt{\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}}}. \quad (10)$$

Видно, что оно имеет решение только при $\epsilon_{xx} < 0$ и $\epsilon_{zz} < 0$. Учитывая это, запишем

$$\sqrt{|\epsilon_{xx}|} \left(\epsilon_b - \sqrt{\epsilon_{xx} \epsilon_{zz}} \right) = 0. \quad (11)$$

Равенство нулю первого сомножителя определяет предельные значения диэлектрической проницаемости для волн I и II типов:

$$\epsilon_{1пред}^{I,II} = - \frac{d_2}{d_1} \epsilon_2. \quad (12)$$

Приравнявая нулю второй сомножитель, получим

$$\frac{\epsilon_{1пред}^{III}}{\epsilon_2} = \frac{(\epsilon_b/\epsilon_2)^2 - 1}{2} \frac{d_2}{d_1} - \left[\frac{d_2^2}{4d_1^2} \left(\frac{\epsilon_b^2}{\epsilon_2^2} - 1 \right)^2 + \frac{\epsilon_b^2}{\epsilon_2^2} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Чтобы понять происхождение этой волны, устремим d_2 к нулю, т.е. от слоистой структуры перейдем к однородному полупространству, и получим $\epsilon_1^{III} + \epsilon_b = 0$ - уравнение поверхностного поляритона на границе двух сред.

Таким образом, без учета диссипативных процессов вдоль поверхности раздела возможно распространение поляритонов трех типов. Первый и второй типы волн образуются в результате взаимодействия полей поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль границ каждого слоя, третий - поверхностный поляритон, возникающий на

границе однородного полупространства и среды с отрицательным значением диэлектрической проницаемости. Как следует из (13), при малых значениях толщины диэлектрика ($d_2 \ll d_1$) наличие периодической структуры приводит к уменьшению эффективного значения проницаемости ϵ_b :

$$\epsilon_1^{III} \approx - \left[\epsilon_b - \frac{\epsilon_2 d_2}{2d_1} \left(\frac{\epsilon b^2}{\epsilon_2^2} - 1 \right) \right].$$

При $k_x d \gg 1$ это волна становится объемной. На рис. 1 сплошными линиями представлены зависимости $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = f(k_x d)$ для поляритонов первого типа, $d_1 < d_2$ (в верхней части рисунка), а второго типа, $d_1 > d_2$, и третьего типов - в нижней части. На нижнем рисунке заштрихована область, где в периодической структуре могут существовать объемные волны. В квадрате представлена область "пересечения" дисперсионных кривых. Видно, что кривая для поляритонов II типа начинается в точке, соответствующей выражению (12), и переходит в кривую для поляритонов III типа, со стороны больших значений $k_x d$ график для поляритонов II типа также переходит в кривую для волн III, которая уходит в область объемных волн. В рамке на рисунке представлен параметр d_1/d .

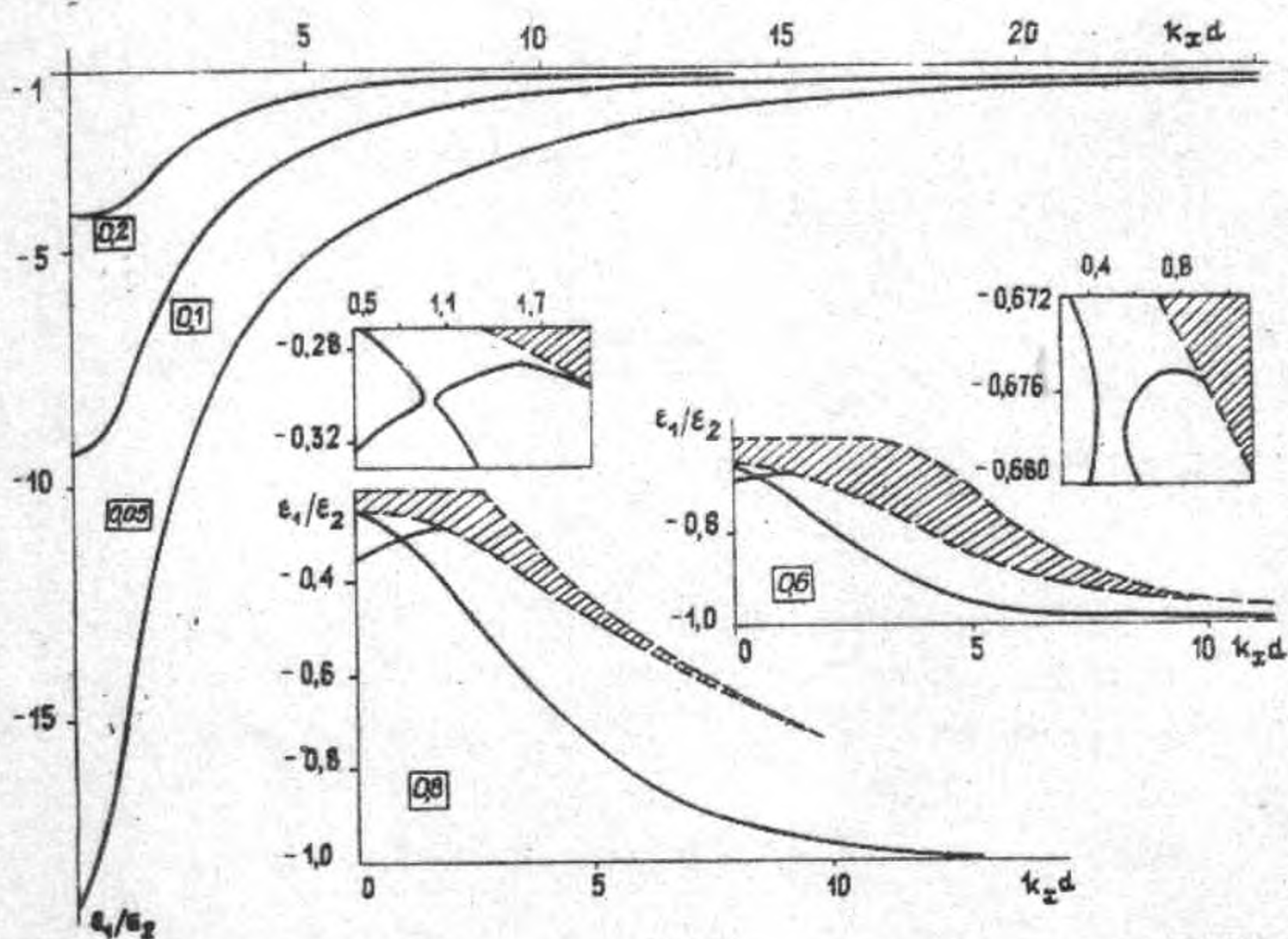


Рис. 1.

Дисперсионные характеристики поверхностных волн. В квадратной рамке параметр d_1/d . Заштрихована область существования объемных волн. На вставках - область "пересечения" дисперсионных кривых.

Учет диссипативных потерь существенно влияет на ход дисперсионных кривых. Теперь в формулах (5) и (6) будем считать, что $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + i\epsilon''_1$, $\epsilon_2 = \epsilon'_2 + i\epsilon''_2$, $\epsilon_b = \epsilon'_b + i\epsilon''_b$, где ϵ''_1 , ϵ''_2 , ϵ''_b описывают потери в соответствующих диэлектриках. Будем предполагать, что слои, обладающие дисперсией диэлектрической проницаемости, имеют потери значительно большие, чем однородные материалы с постоянным значением ϵ , и в дальнейшем величинами ϵ''_2 и ϵ''_b будем пренебрегать. Потери электромагнитной энергии приводят к уменьшению амплитуды волны, которое можно описать, введя комплексную компоненту волнового числа $k_x = k'_x + ik''_x$. Теперь дисперсионное уравнение (6) распадается на два уравнения, позволяющих установить связь между тремя величинами ω , k'_x , k''_x . Известно [8, 9], что при наличии затухания дисперсионные кривые не попадают в область резонансных частот, для которых $\epsilon_1 = -\epsilon_2$ и $k_x d \gg 1$

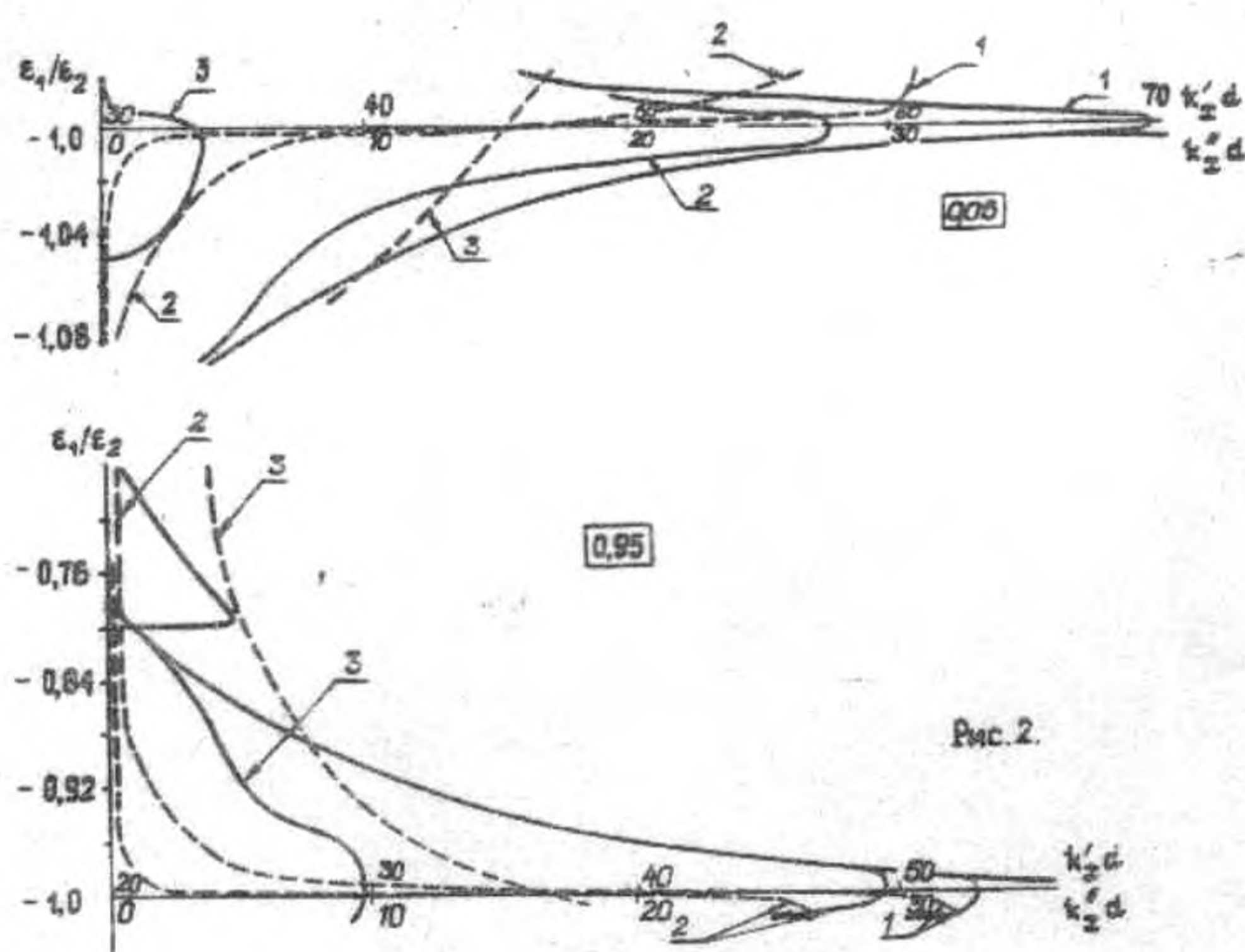


Рис. 2.

Влияние диссипативных потерь на дисперсионные зависимости поверхностных волн. Сплошные кривые - зависимости $\omega(k'_x d)$, пунктирные - $\omega(k''_x d)$, 1 - $\epsilon''_1 = 5 \cdot 10^{-3}$; 2 - $\epsilon''_1 = 5 \cdot 10^{-2}$; 3 - $\epsilon''_1 = 0,5$.

На рис. 2 представлены кривые $\omega(k'_x d)$ для нескольких значений ϵ''_1 : 1 - $\epsilon''_1 = 5 \cdot 10^{-3}$; 2 - $\epsilon''_1 = 5 \cdot 10^{-2}$; 3 - $\epsilon''_1 = 5 \cdot 10^{-1}$. Видно, что при некотором значении $(k'_x d)_{\max}$ дисперсионные кривые "поворачивают" в сторону малых значений $k'_x d$. Кроме того, с ростом величины потерь уменьшается значение $(k'_x d)_{\max}$. Однако это изменение невелико. Так,

при возрастании потерь на два порядка $(k_x d)_{\max}$ уменьшается приблизительно в два раза. Пунктирными линиями на этих рисунках представлены зависимости $\omega(k_x d)$. Как следует из рисунка, в области поворота дисперсионной кривой затухание волн (его можно охарактеризовать отношением k''/k') возрастает на несколько порядков, так что $k''/k' \sim 1$. Область, в которой происходит резкое изменение затухания, расширяется с увеличением ϵ_1'' .

Перейдем к анализу фазовой скорости волн. Введем обозначение $(k_x d)_{\max} = Q$. Величина Q определяется по приведенным графикам в точке поворота кривой. Для определения фазовой скорости необходимо использовать явную зависимость диэлектрической проницаемости от частоты. Например, для полупроводниковых слоев

$$\epsilon_1 = \epsilon_{01} - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (14)$$

или для слоев диэлектрика для частот вблизи зоны экситонного поглощения

$$\epsilon_1 = \epsilon_{01} - \frac{\omega_N^2}{\omega^2 - \omega_L^2 + i\omega\nu}. \quad (15)$$

Здесь ϵ_{01} - диэлектрическая проницаемость решетки, ω_0 - ленгмюровская частота носителей в полупроводнике, ω_N, ω_L - частоты, характеризующие экситонную зону, ν - эффективная частота диссипации. Предполагая, что в области "точки поворота" $\epsilon_1 \approx -\epsilon_2$, имеем для плазменных поляритонов

$$\tilde{\omega} \approx \omega_0 / \sqrt{\epsilon_{01} + \epsilon_2},$$

для экситонных поляритонов

$$\tilde{\omega} \approx \sqrt{\omega_L^2 + \frac{\omega_N^2}{\epsilon_{01} + \epsilon_2}}.$$

Фазовая скорость равна $V_{\phi} = \omega \tilde{d} / Q$. Остается задать величину \tilde{d} - период структуры. Минимальное значение \tilde{d} определяется применимостью формул (14) и (15). Соотношение (14) не учитывает кинетических процессов в полупроводнике, поэтому толщина слоя должна превышать длину свободного пробега носителей в полупроводнике l ($\tilde{d} > l = v_T / \nu$, v_T - тепловая скорость носителей), $v_T \sim 3 \cdot 10^7$ см/с, $\nu \sim 2 \cdot 10^{11} + 10^{13}$ с⁻¹, т.е. $l \sim 10^{-4} + 10^{-6}$ см. Будем предполагать, что $\tilde{d} \sim 10^{-3}$ см, а $V_{\phi} \sim 2 \cdot 10^6$ см/с, если $\tilde{\omega} \sim 10^{11}$ с⁻¹ и $Q = 50$.

Для экситонных колебаний необходимо учитывать, что в тонких пленках диэлектрическая проницаемость является осциллирующей функцией толщины. Это связано с проявлением квантовых эффектов. Основываясь на выводах работы [10], можно считать, что при толщинах более $3 \cdot 10^{-5}$ см квантовые эффекты уже должны отсутствовать. Пусть $d = 10^{-4}$ см, $\bar{\omega} = 10^{13}$ с $^{-1}$, тогда для фазовой скорости получим оценку $V_{\phi \min} \sim 2 \cdot 10^7$ см/с.

На рис. 3 представлены зависимости минимального значения

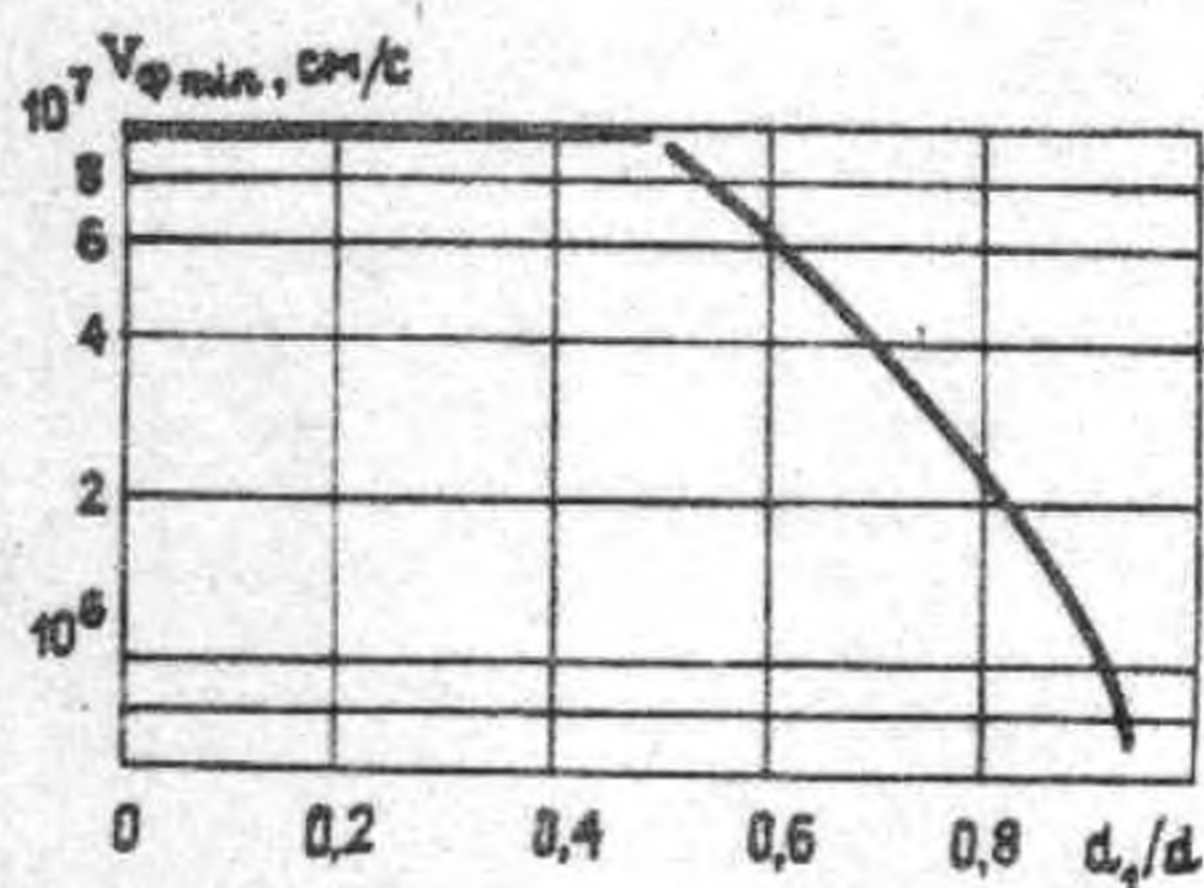


Рис. 3.

Зависимость минимальной фазовой скорости от геометрии структуры.

фазовой скорости от геометрии структуры. На этом рисунке толщина слоя, обладающего дисперсией, предполагалась постоянной и равной $d_1 = 3 \cdot 10^{-4}$ см, а толщина слоя диэлектрика изменялась. Видно, что для поляритонов I типа минимальная фазовая скорость не зависит от геометрии структуры, а для поляритонов II типа скорость уменьшается с увеличением относительной толщины дисперсионного

слоя и достигает значений, сравнимых со скоростью звука в твердом теле

ЛИТЕРАТУРА

1. Kossel D. // J. Opt. Soc. Amer. 1966. V. 50. N 10. P. 1434.
2. Дряхлушин В. Ф., Романов Ю. А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. N 7. С. 1410.
3. Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. - М.: Наука, 1989. - 288 с.
4. Шульга Н. А. Основы механики слоистых сред периодической структуры. - Киев: Наукова думка, 1981. - 200 с.
5. Булгаков А. А. // В сб. Высокочастотные свойства твердых тел. - Киев: Наукова думка, 1985. - С. 26.
6. Булгаков А. А., Еременко З. Е. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. Вып. 5. С. 1094.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ. / Под ред. Г. П. Мотулевича. - М.: Наука, 1973. - 720 с.
8. Alfano R. R. // J. Opt. Soc. Amer. 1970. V. 60. N 1. P. 66.

9. Covner G.S., Alexander R.W., Beil R.J., Jr. // J.Phys.Rev.B.
1976. V. 14. N 4. P. 1458.
10. Давыдов А.С. //УФН. 1964. Т. 82. Вып. 3. С. 393.

Институт радиофизики и электроники
АН Украины

Поступила в редакцию
31 октября 1990 г.

SUPER-SLOW SURFACE ELECTROMAGNETIC WAVES IN
LAYER-PERIODICAL STRUCTURE

A. A. Bulgakov

Propagation of surface electromagnetic waves along the layer-periodical structures boundary and free space is investigated. These waves are remarkable for low phase velocity of the order of 10^6 cm/s. Their existence is caused by the presence of two factors of translational symmetry of the periodical structure and dielectric permittivity dispersion of one of the layers.